



TITLE:

f^2 配置の重い電子系のフェルミ液体論(スピン三重項超伝導をめぐって)

AUTHOR(S):

池田, 浩章; 三宅, 和正

CITATION:

池田, 浩章 ...[et al]. f^2 配置の重い電子系のフェルミ液体論(スピン三重項超伝導をめぐって). 物性研究 1997, 68(6): 774-775

ISSUE DATE:

1997-09-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96143>

RIGHT:

f^2 配置の重い電子系のフェルミ液体論池田 浩章, 三宅和正^{a)}工業技術院産業技術融合領域研究所気付
JRCAT-ATP 理論グループ^{a)}大阪大学大学院基礎工学研究科物性物理

UPt₃の超伝導が発見されてから、10年以上の歳月が経つが、依然、その超伝導のミクロな理解には至っていない。今回は、このUPt₃の物性をミクロな立場から理解するために、先ず超伝導転移直前の準粒子がどのような性質を持っているかについて考える。それは重い電子系において、伝導電子と弱く混成する比較的局在性のよい5f軌道に2つの電子が占有し、局所的にはいわゆるKramers縮退が存在しないようなケースに対応する。この時、

超伝導転移する準粒子はどのような性質を持っているであろうか？

また、Ce系に見られる準粒子状態とはどのように比較されるであろうか？

この問いに答えるため、ここでは、局在した(5f)²状態と伝導電子が混成するという一般化されたアンダーソンモデルにおいて、低エネルギーの準粒子励起状態がどのように表されるかについて研究する。準粒子状態についての情報を得るための簡便な方法には、Gutzwiller近似やSlave Bosonの平均場近似などがあるが、ここでは、局在5f軌道の電子数を制限するので、Slave Bosonの平均場近似が扱いやすい。この時、系のハミルトニアンは

$$H = \sum_{\mathbf{k}\mu} \lambda_{\mu} f_{\mathbf{k}\mu}^{\dagger} f_{\mathbf{k}\mu} + \sum_{\mathbf{k}\mu} \epsilon_{\mathbf{k}\mu} c_{\mathbf{k}\mu}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\mu} + \sum_{\mathbf{k}\mu} \left(\sqrt{q_{\mu}} V f_{\mathbf{k}\mu}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\mu} + \text{h.c.} \right) \\ + \sum_{i\mu} E_{\mu} p_{\mu}^2 + \sum_{iM} E_M d_M^2 - \sum_{i\mu} \lambda_{\mu} Q_{\mu} + \sum_i \lambda (Q - 1),$$

ここで、

$$q_{\mu} = (1 - Q_{\mu})^{-1} \left(p_{\mu} e + \sum_{M\nu}' d_M p_{\nu} \right)^2 (Q_{\mu})^{-1} \\ Q_{\mu} = p_{\mu}^2 + \sum_M' d_M^2 \\ Q = e^2 + \sum_{\mu} p_{\mu}^2 + \sum_M d_M^2$$

と表される。このとき、 e 、 p_{μ} 、 d_M といったSlave Bosonは、それぞれ、 $|f^0\rangle$ 、 $|f^1, \mu\rangle$ 、 $|f^2, M\rangle$ といった f 状態を表し、 E_{μ} 、 E_M は $|f^0\rangle$ 状態から計った $|f^1, \mu\rangle$ 、 $|f^2, M\rangle$ 状態のエネルギーである。また、constraintから現れる λ_{μ} は繰り込まれた f レベル、 q_{μ} は繰り込み因子である。このハミルトニアンについて、1体状態として $|f^1, \pm 1/2\rangle$ 、 $|f^1, \pm 3/2\rangle$ 状態をとり、2体状態として $|f^2, \pm 1\rangle$ 、 $|f^2, 0\rangle = (|f^2, 2\rangle + |f^2, -2\rangle)/\sqrt{2}$ 、 $|f^2, \bar{0}\rangle = (|f^2, 2\rangle$

$-|f^2, -2\rangle)/\sqrt{2}$ をとる。 $|f^2, 0\rangle$ と $|f^2, \bar{0}\rangle$ が縮退して基底状態にある時は、 f サイトの結晶場基底状態は f^2 doublet 状態であり、 $|f^2, 0\rangle$ と $|f^2, \bar{0}\rangle$ のエネルギー差が ΔE だけ離れている時は、 f^2 結晶場 singlet 状態が実現する。さまざまな parameter の下で調べた結果、次のような結論が得られた。(1 体状態が 3 種類存在する場合もほぼ同じ結果が得られる。)

1. 準粒子状態は、繰り込まれる前の $(5f)^2$ 状態に敏感で、この $(5f)^2$ 状態を構成している 1 体の $5f$ 状態から構成される。
2. Ce 系の場合と異なり、1 体的な結晶場分裂は繰り込まれてしまう。どちらかと言うと $n_f \sim 0$ の状況で全体が繰り込まれたと考える方が分かりやすい。
3. $(5f)^2$ の基底状態が doublet の時は、その準粒子の帯磁率 χ_{qp} は Ce 系の場合と同じく、有効質量に比例して非常に増強されるが、基底状態が singlet の時には、 χ_{qp} は繰り込まれる前の混成バンドの状態密度に比例し、いわゆる、重い電子系のフェルミ液体論から予想されるような大きな増強は存在しない。これは、重い電子系のフェルミ液体論の立場からはフェルミ液体パラメタ F_0^a が質量の増強因子をキャンセルする程、大きくなっていると解釈される。(ただし、ここでの計算に含まれているのは準粒子の帯磁率 χ_{qp} だけであり、現実的な帯磁率には結晶場励起状態を介した Van Vleck 帯磁率などの部分 χ_{nqp} も含まれる。 $\chi = \chi_{qp} + \chi_{nqp}$)
4. $F_0^a \gg 1$ のとき、spin zero sound が存在し、その「音速」は $s \simeq \sqrt{F_0^a/3} \cdot \tilde{v}_F$ で与えられる。 \tilde{v}_F は準粒子のフェルミ速度である。

3. の後半に関して、最近、藤らによって測定された Upt_3 の Knight Shift の超伝導転移後における僅かな減少は、ここでの議論と矛盾しない。また、4. に関連して、 Upt_3 で T 点近傍においてより高いエネルギー領域の中性子散乱実験が望まれる。

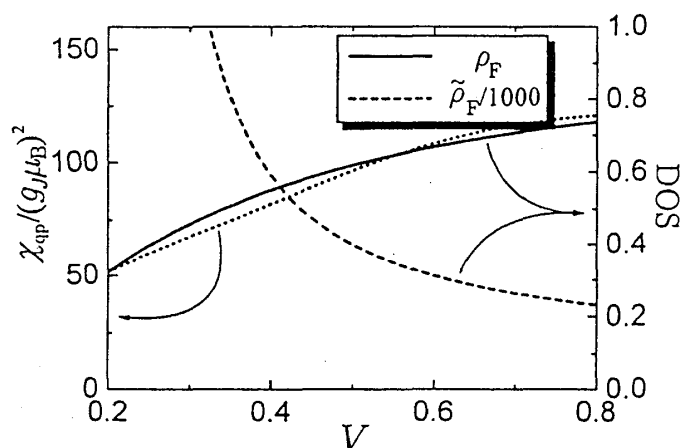


図 1: $(5f)^2$ singlet 基底状態における準粒子帯磁率 χ_{qp} と準粒子の状態密度 $\tilde{\rho}_F$ と繰り込まれる前の状態密度 ρ_F の混成項 V の依存性。 $\tilde{\rho}_F$ は V に敏感な繰り込み因子のために V が増加するにつれて急激に減少するが、一方、 χ_{qp} と ρ_F は緩やかに増加する。